

Amplificación del Segundo Armónico Mediante el Uso de un Cristal Fotónico

M. Torres-Cisneros^{*a}, M. Meneses-Nava^{*b}, B. González-Rolón, L.A. Aguilera-Cortés^{*a,c},
R. Guzmán-Cabrera^{*}, E. Alvarado-Méndez^{*}, J.A. Andrade-Lucio^{*}, R. Rojas-Laguna^{*},
J.M. Estudillo-Ayala^{*}, M. Trejo, J. González-Barbosa^{*}, J.G. Aviña-Cervantes^{*},
R. Castro-Sánchez^{*} y G. Cerda-Villicaña^{*}

RESUMEN

Presentamos evidencia experimental de la generación y amplificación de un haz de segundo armónico en una guía de onda plana de niobato de litio mediante la inscripción de un cristal fotónico unidimensional en dicha guía de onda. La observación fue realizada utilizando un láser de Neodimio-YAG (Nd:YAG) en modo continuo (cw) así como en amarre de modos, obteniendo pulsos con una potencia promedio por debajo del orden de nanojoules (10-9 J) y con duración de 150 picosegundos (10-12 seg). La dispersión geométrica introducida por la estructura de bandas fotónica (PGB) para los modos de la guía de onda a la frecuencia fundamental y doblada mejora las condiciones de empalme de fase y por lo tanto aumenta la eficiencia de conversión.

ABSTRACT

We present experimental evidence of enhanced second harmonic generation in planar lithium niobate waveguides by using a photonic crystal on the waveguide. The enhanced signal was observed by using a Nd:YAG pump laser in both continuous mode (c.w.) and mode-locked. This last produced sub-nanojoules (10-9 J) average power pulses with 150 picoseconds (10-12 s) time duration. Phase matching conditions and the conversion efficiency process were improved because of the geometrical dispersion introduced in waveguide modes inside of the photonic band gap structure (PBG) at fundamental and second harmonic frequencies.

Recibido: 1 de Agosto 2005
Aceptado: 3 de Octubre de 2005

INTRODUCCIÓN

Aún en el presente, cuando se menciona la palabra “óptica”, la mayoría de las personas la relacionan con lentes o sistemas ópticos relacionados con éstos, como lo son; cámaras, telescopios o microscopios. En particular, este campo de la óptica es conocido como “óptica clásica”, sin embargo la óptica actual abarca mucho más que lentes. Con el descubrimiento del láser a principios de los años sesentas del siglo pasado, los científicos contaron con fuentes de luz mucho más intensas y con propiedades de coherencia que no existían anteriormente. En esa misma década, se empezó a desarrollar una nueva área de la óptica que investiga el comportamiento de la materia que es sujeta a haces intensos de luz, naciendo así la óptica no lineal. Dicha área trata sobre los materiales cuya respuesta es no lineal respecto a la intensidad de la luz que incide sobre ellos. Uno de los efectos no lineales descubiertos hace casi cuarenta años es la generación de segundo armónico y el cual consiste en que la frecuencia del haz incidente sobre el material no lineal es duplicada. En otras palabras, sobre el material incide un haz con frecuencia ω (haz fundamental) y a la salida de dicho material podemos observar, además del fundamental, a un haz que posee frecuencia 2ω , también conocido como segundo armónico. Sin embargo la eficiencia de conversión, esto es, la intensidad del haz de segundo armónico generado con respecto a la intensidad del haz fundamental incidente, es muy pobre, generalmente menor al 1%. Esto principalmente debido a que los campos eléctricos en el

Palabras clave:

Cristales fotónicos, Segundo armónico, Óptica no-lineal.

Keywords:

Photonic crystals, Second harmonic, Nonlinear optics.

^{*} Grupo de Optoelectrónica, Facultad de Ingeniería Mecánica, Eléctrica y Electrónica. Universidad de Guanajuato. Avenida Tampico 912, Colonia Bellavista. C.P. 36730, Salamanca, Gto. Correo electrónico: mtorres@salamanca.ugto.mx

^a Adscrito también al claustro de Mecatrónica; FIMEE, U. de Gto.

^b Dirección permanente: Grupo de Propiedades Ópticas de la Materia, CIO, León, Gto.

^c Dirección permanente: Grupo de Sistemas Dinámicos y Mecatrónicos, FIMEE, U. de Gto.

interior del material no lineal no se logran empatar o acoplar en fase, generando así dichas pérdidas. En la actualidad, existen estructuras en donde el índice de refracción varía periódicamente y cuyas propiedades lineales de propagación pueden lograr acoplar la fase de los campos eléctricos que se propagan en su interior, permitiendo ganancias o amplificación de los mismos de manera substancial.

La idea de usar estructuras de dispersión con una modulación espacial periódica del índice de refracción para empalmar la fase debida a interacciones ópticas no lineales ha sido discutida desde la época de los pioneros de la óptica no lineal (Bloembergen y Sievers, 1970). Físicamente, esta aproximación para acoplar la fase se basa en la conservación de momentum generalizada para las estructuras periódicas (Yariv, 1977), entonces el periodo de la estructura debe ser del orden de la longitud de onda óptica para lograr que el empalme de fase sea posible. Esto implica que las brechas que se generan en las estructuras de banda fotónica (Photonic Band Gap, PBG) o también llamados cristales fotónicos, surgen debido al fuerte acoplamiento de las ondas que se propagan (hacia delante) y contrapropagan (hacia atrás) en el material, logrando el fenómeno esencial para la propagación y el acoplamiento de fase de los pulsos de luz.

Esta relación entre el periodo espacial de la estructura y la longitud de onda óptica es también importante para entender la diferencia entre el acoplamiento de fase logrado como un fenómeno óptico no lineal en estructuras PBG y el cuasi-acoplamiento de fase logrado por mezcla de ondas en materiales polarizados (Armstrong, 1962; Fejer, 1992). Cuasi-acoplamiento de fase, implica que la diferencia de fase es compensada por un corrimiento de fase de π , que se introduce al invertir el signo de la susceptibilidad óptica no lineal (χ), mientras que las estructuras PBG permiten que la diferencia de fase sea compensada con la dispersión geométrica introducida sobre una escala espacial del orden de una longitud de onda óptica.

Un detallado análisis de empalme de fase en la orilla de la banda para estructuras PBG unidimensionales (Scalora, 1997; Zheltikov, 2000; Centini, 1999) muestra que dichas estructuras ofrecen inmejorables características. En particular, debido al efecto de amplificación del campo local que ocurre en un limitado rango espectral, la eficiencia de la generación de segundo armónico en tales estructuras crece como función de su longitud de interacción no lineal aún más rápido que en el caso de tener un acoplamiento de fase perfecto. Los resultados experimentales previos sobre muestras multicapas han sido muy prometedores

(Golovan, 1999; Dumeige, 2001; D'Aguzzo, 2001), al mostrar que en muchas situaciones importantes, las estructuras PBG permiten resolver el problema de empate de fase de una manera simple y eficiente.

En el presente trabajo, ilustramos el empalme de fase en estructuras tipo PBG al presentar resultados experimentales sobre la generación de segundo armónico. En dichos experimentos hemos utilizado dos diferentes bombes de baja energía dados por un láser de neodimio-YAG (Nd:YAG) con amarre de modos para obtener pulsos del orden de pico-segundos (10^{-12}), así como un haz continuo (cw) del mismo láser. El haz fundamental fue acoplado a la guía de onda por medio de una rejilla de Bragg. Las guías de onda fueron fabricadas utilizando el conocido método de intercambio de protones y la estructura PBG o cristal fotónico fue inscrita sobre la guía de onda por litografía al irradiar una capa de resina fotosensitiva depositado sobre la guía de onda con un patrón de interferencia generado con un haz de segundo armónico generado por un láser de ión argón (Ar^+).

El hecho de incluir una estructura PBG en la guía de onda permite que las interacciones ópticas no lineales adquieran nuevas características a los problemas de empalme de fase y eficiencia de conversión, como la contribución de la dispersión a los modos de la guía de onda para el proceso óptico no lineal (Fedotov, 2002). A pesar de que el fenómeno del uso de guías de onda con patrones de índice de refracción periódico para resolver el problema de empate de fase óptico no lineal fue planteado en los años setentas (Van der Ziel, 1976), los recientes logros en la tecnología de la generación de materiales y los avances en la teoría de las interacciones ópticas no lineales en guías de onda con índice de refracción modulado periódicamente (Popov, 1995; Pezzeta, 2001), nos permiten vislumbrar a éstas como prometedoras candidatas para la realización de convertidores de frecuencia eficientes y compactos utilizando pulsos láser de baja energía.

TEORÍA Y EXPERIMENTOS

Como se sabe, las guías de onda generadas por intercambio de protones en niobato de litio ($LiNbO_3$) sólo soportan el modo guiado extraordinario, entonces, el acoplamiento de fase para el haz de segundo armónico generado puede ser logrado solamente en el régimen de cuasi-acoplamiento de fase (Quasi-Phase Matched, QPM) (Li, 1990), sin embargo la generación eficiente de segundo armónico se puede obtener al acoplar el modo guiado infrarrojo con los modos de radiación, de acuerdo con la configuración de Ce-

renkov (Tien, 1970). A continuación, nosotros demostramos que la generación y amplificación de segundo armónico en una guía de onda en niobato de litio generada por intercambio de protones es posible aún sin QPM debido a la inscripción de un cristal fotónico unidimensional en la guía de onda. El empare de fase y el confinamiento longitudinal del haz de bombeo es mejorado considerablemente cuando el campo eléctrico fundamental es sintonizado en la orilla de la banda del espectro de transmisión del cristal fotónico. Una discusión completa de la teoría y aspectos de la interacción no lineal en estructuras PBG pueden ser encontradas en (Miles, 1977; Fedotov, 2001; Naumov, 2001). Aquí sólo mencionaremos que los anchos de los rangos espectrales donde el empare de fase puede ser substancialmente mejorado debido a la dispersión de la estructura periódica es determinado por los coeficientes de acoplamiento, introducidos en la teoría de modos acoplados para caracterizar la eficiencia del intercambio entre los diferentes modos de la guía de onda (Pezzeta, 2001; Yariv, 1984), bajo esta hipótesis la eficiencia de conversión del segundo armónico propagándose (η^+) y contrapropagándose (η^-) resulta en

$$\eta^{\pm} = \eta^{\mp} \cong_{N \gg 1} K_{NL1}^2 \frac{A^2}{4} \left(\frac{NK_{L1}}{\beta_{FF} + K_{L1}} \right)^2 (\Lambda_L)^2 \propto N^6 \quad (1)$$

donde N es el número de periodos, Λ_L es el periodo de la rejilla, A es el factor de normalización proporcional a la intensidad de bombeo de entrada, K_{L1} es la constante de acoplamiento lineal proporcional al traslape de modos, β_{FF} es la constante de propagación del campo fundamental y K_{NL1} representa a la constante de acoplamiento no lineal.

Para nuestros experimentos utilizamos un haz continuo (cw) y un tren de pulsos del orden de picosegundos (10^{-12} s) ambos generados por un láser de Neodimio-YAG (Nd:YAG) (marca Coherent Antares). Para ello se usó un modulador acusto-óptico para seleccionar entre el modo libre y el amarre de modos. En el régimen de amarre de modos, este láser generó pulsos de luz del orden de 150 ps con una potencia promedio de 7 W y una frecuencia de 78 MHz.

Nuestras guías de onda fueron producidas por medio del método de intercambio de protones en cristales de niobato de litio cortados con respecto al eje z . El grosor de la guía de onda fue de aproximadamente $0.5 \mu\text{m}$ (10^{-6} m). Las muestras fueron sometidas a tratamiento térmico para reducir el estrés y restaurar el coeficiente no lineal así como para minimizar la ge-

neración de segundo armónico de Cerenkov. Para estas guías de onda, la longitud de coherencia estimada para el proceso de conversión de la onda guiada fue de aproximadamente $4 \mu\text{m}$, sin embargo, a consecuencia de su alto coeficiente no lineal cuadrático, esta guía de onda plana nos permite observar la generación del segundo armónico guiado.

Dos rejillas fueron grabadas por litografía en ultravioleta (UV) sobre una capa de resina fotosensible (cuyo índice de refracción fue estimado alrededor de 1.55), la cual está colocada sobre la guía de onda, como se puede visualizar en la figura 1. Una de las rejillas fue usada para acoplar la radiación fundamental en el interior de la guía de onda (rejilla de acoplamiento), mientras que la segunda (cristal fotónico unidimensional), tiene como función amplificar el haz de segundo armónico generado en la guía de onda no lineal (rejilla resonante). Por supuesto, cada una de las rejillas posee diferente periodo. La rejilla de acoplamiento posee un periodo de 798 nm diseñada para utilizar el láser de Nd:YAG, mientras que el periodo de la rejilla resonante fue de 242 nm diseñada para el mismo láser. El periodo de la rejilla de acoplamiento permite el incremento en el acoplamiento o empalme de fase al sintonizar el campo eléctrico fundamental en la orilla de la banda prohibida (Pezzeta, 2001). La longitud total de la rejilla resonante es de aproximada-

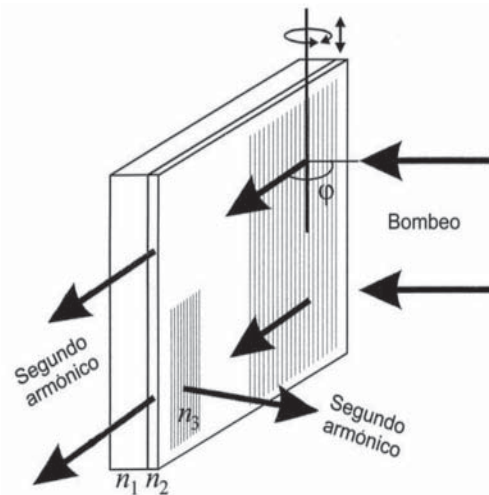


Figura 1. Generación de segundo armónico en una guía de onda plana. El haz de bombeo (fundamental) es acoplado al interior de la guía de onda a través de una rejilla de acoplamiento en el lado derecho. El haz de segundo armónico es obtenido por la cara de salida del cristal y utilizando la rejilla resonante. El cuadrante izquierdo superior de la muestra posee un índice de refracción homogéneo mientras que el cuadrante izquierdo inferior posee un índice de refracción que está modulado periódicamente (cristal fotónico).

mente 2 mm, entonces $N = 8264$ periodos a la longitud de onda de 1.06 micrones.

La radiación incidente fue ligeramente enfocada de tal manera que la mancha del haz sobre la superficie de la rejilla fue de aproximadamente $200 \mu\text{m}$ (10^{-3} m). Cambiando el ángulo (ϕ) entre la superficie de la rejilla y el haz incidente, es posible optimizar la eficiencia de acoplamiento del haz respecto a la guía de onda plana no lineal.

El segundo armónico fue generado en el interior de la guía de onda. En el experimento pudimos medir las eficiencias de la generación de segundo armónico al incluir en la misma guía de onda la estructura PBG o rejilla resonante. El segundo armónico fue analizado utilizando un espectrómetro y detectado con una cámara ccd.

La comparación de las señales de segundo armónico generadas con y sin el cristal fotónico es mostrada en la figura 2. En ésta, es fácil observar que la inclusión de la rejilla resonante o estructura PBG lleva a un incremento del orden del 20 % en la eficiencia de la generación del segundo armónico. Resultados preliminares con otro tipo de láser, en particular, pulsos de banda ancha del orden de femtosegundos, muestran evidencia que la rejilla de acoplamiento en la capa de fotoresist actúa como un filtro. Dicha rejilla

permite seleccionar una delgada sección del espectro del pulso incidente. El resultado de este proceso de filtrado es visualizado en el segundo armónico, cuyo espectro es mucho más delgado que el espectro del pulso ultracorto incidente sobre la rejilla de acoplamiento. La variación del ángulo de incidencia sobre la rejilla de acoplamiento podría servir para seleccionar diferentes regiones espectrales del pulso incidente. La obtención de las dependencias espectrales de la señal de segundo armónico, con respecto a las rejillas de acoplamiento y de resonancia, son motivo de un trabajo futuro.

CONCLUSIONES

Nuestros resultados experimentales demuestran que las guías de onda planas producidas en cristales de niobato de litio cortados respecto al eje z y producidas por medio de intercambio de protones con una rejilla holográfica resonante grabada sobre una capa de fotoresist aplicada sobre la guía de onda, permite un notable incremento en la intensidad del haz de segundo armónico generado al propagarse por el interior de la guía de onda. Esta amplificación ha sido lograda alrededor de la condición de resonancia de Bragg para las constantes de propagación de la radiación fundamental y de su segundo armónico, permitiéndonos atribuir este efecto a la causa de la mejora del acoplamiento de fase. Nuestra observación de la amplificación del haz de segundo armónico generado en la guía de onda plana con un cristal fotónico, nos permite ofrecer una forma alternativa de fabricación para un convertidor de frecuencia compacto, mediante pulsos láser de baja energía y el uso de materiales con alto coeficiente cuadrático no lineal. La radiación de segundo armónico puede ser obtenida de la guía de onda mediante el uso de la rejilla resonante. Finalmente queremos hacer notar que el diseño usado en este dispositivo dista mucho de ser el óptimo. En un futuro cercano pretendemos grabar las rejillas en el interior de la guía de onda y de esa manera optimizar el acoplamiento así como la resonancia de ambas rejillas involucradas, encontrar la dependencia espectral de la señal de salida (SH) con respecto a las rejillas, así como probar otros materiales no lineales e incrementar el acoplamiento de modos en una guía de onda periódicamente perturbada.

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo fue parcialmente apoyado por el proyecto *CONCYTEG-5987-FONINV*, cuyo nombre es *Apoyo a la maestría en Ingeniería Eléctrica*. Por otro lado, los autores desean dedicar el presente trabajo a la memoria del asterisC*o.

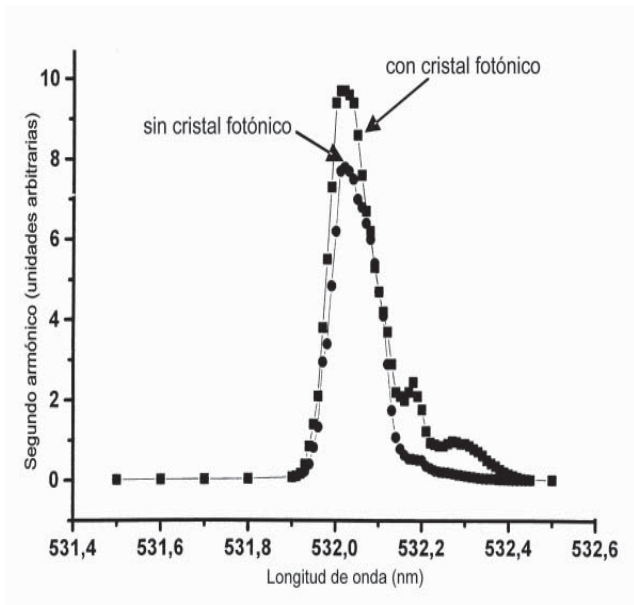


Figura 2. Comparación del espectro del haz de segundo armónico generado por un láser de Nd:YAG que trabaja en amarre de modos, y produce un tren de pulsos de 150 ps. Puede notarse un incremento del 25 % en el espectro de salida en el haz que atraviesa el cristal fotónico.

REFERENCIAS

- Armstrong J.A., Bloembergen N., Ducuing J. and Pershan P.S. (1962). Interactions between light waves in a nonlinear dielectric *Physics Review* 127, 1918-1939.
- Bloembergen N. y Sievers A.J. (1970). Nonlinear optical properties of periodic laminar structures *Applied Physics Letters* 17, 483-485.
- Centini M., Sibila C., Scalora M., D'Aguanno, Bertolotti M., Bloemer M.J., Borden C.M., Nefedov I. (1999). Dispersive properties of finite, one-dimensional photonic band gap structures: Applications to nonlinear quadratic interactions *Physics Review E* 60, 4891-4898.
- D'Aguanno, Centini, Scalora M., Sibila C., Dumeige Y., Vidakovic P., Levenson J.A. (2001). Photonic band edge effects in finite structures and applications to $\chi^{(2)}$ interactions *Physics Review Letters* 64, 16609-16614.
- Dumeige Y., Vidakovic P., Sauvage S. (2001). Enhancement of second-harmonic generation in a one-dimensional semiconductor photonic band gap *Applied Physics Letters* 78, 3021-3023.
- Fedotov A.B., Giammanco F., Naumov A.N., Marsili P. (2001). Four-wave mixing in picosecond pulses in hollow fibers: expanding the possibilities of gas-phase analysis *Applied Physics B* 72, 575-582.
- Fedotov A.B., Konorov S.O. (2002). Enhanced four-wave mixing in a photonic band gap planar hollow waveguide *Proceedings SPIE* 1548, 13521-13526.
- Fedotov A.B., Naumov A.N., Chigarev N.V., Zhelnitov A.M., Haus J.W., Miles R.B., (2002). Photonic bandgap planar hollow waveguide. *Journal of Optical Society of America B*, 19, 1162-1168.
- Fejer M.M., Magel G.A., Jundt D.H., Byer R.L. (1992). Compression of ultrashort light pulses in photonic crystals: when envelopes cease to be slow *IEEE Journal of Quantum Electron.* QE-28, 2631-2654.
- Golovan L.A., Zhelnitov A.M., (1999). One-dimensional porous-silicon photonic band-gap structures with tunable reflection and dispersion *Journal of Technology Education Letters* 69, 300-305.
- Li M.J., De Micheli M., He Q. (1990). All optical switching with a nonlinear chiral photonic bandgap structure *IEEE Journal of Quantum Electronics* QE 26, 1384-1393.
- Miles R., Laufer G., Bjorklund G.C. (1977). Coherent anti-Stokes Raman scattering in a hollow dielectrical waveguide *Applied Physics Letters* 30, 417-419.
- Naumov A.N., Sidorov D.A., Giammanco F., Fedotov A.B., Marsili P. (2001). Low-threshold photonic band-gap optical logic gates *Journal of Experimental and Theoretical Physics* 93, 247-255.
- Pezzeta D., Sibila C., Bertolotti M., Haus, J.W., Scalora M., Bloemer M.J., Bowden C.M., J. (2001). Enhanced Cerenkov second harmonic generation in planar nonlinear waveguide reproducing a one-dimensional photonic bandgap *Journal of Optical Society of America B* 18, 1326-1333.
- Popov E., Neviere M., Reinisch R., Coutaz J.L. (1995). Dynamic cross-waveguide optical switching with a nonlinear photonic band-gap structure *Applied Optics* 34, 3398-3405.
- Scalora M., Bloemer M.J., Manka A.S., Dowling J.P., Borden C.M., Viswanathan R., Haus J.W. (1997). Pulsed second harmonic generation in nonlinear one-dimensional periodic structures *Physics Review A* 56, 3166-3174.
- Tien P.K., Ulich R., Martin R., (1970). Optimizing high harmonic generation in absorbing gases: model and experiment *Applied Physics Letters* 17, 447-450.
- Van der Ziel J.P., Ilegems M., Foy P.W. (1976). Phase-matched second harmonic generation in a periodic GaAs waveguide *Applied Physics Letters*, 29, 775-777.
- Yariv A. and Yeh P. (1977). Observation of confined propagation in Bragg waveguides *Journal of Optical Society of America B* 67, 438-448.
- Yariv A. and Yeh P. (1984). *Optical waves in crystals* Wiley, New York.
- Zhelnitov A.M., Tarasishin A.V. and Magnitskii S.A. (2000). Phase and group velocity matching in ultrashort pulse second harmonic generation in one-dimensional photonic crystals *Journal of Experimental and Theoretical Physics* 91, 298-306.